

# 激光与光电子学进展

## 石墨烯在有限元计算中的两种表示方法

赵永哲<sup>1</sup>, 滕达<sup>1\*</sup>, 王云成<sup>1</sup>, 王凯<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>郑州师范学院物理与电子工程学院, 河南 郑州 450044;

<sup>2</sup>中国科学院上海技术物理研究所红外成像材料与探测器重点实验室, 上海 200083

**摘要** 对比研究石墨烯薄层在等离激元纳米光波导有限元计算中的两种处理方法,即表面电流法和薄层法。基于上述两种方法,分别研究石墨烯平面波导结构和曲面波导结构中基模的场分布以及基模在不同频率和几何等参数作用下的等效模式系数。仿真结果表明,表面电流法与薄层法对上述问题均具有高度的适用性。特别的是,表面电流法与理论计算结果的偏差非常小(小于1%),而且该方法更节省计算资源。相关研究结果可用于简化石墨烯层在有限元计算中的处理方式,并且可以提高计算效率。

**关键词** 光学器件; 石墨烯; 有限元方法; 表面电流法; 薄层法

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0723003

## Two Processing Methods of Graphene in Finite Element Calculation

Zhao Yongzhe<sup>1</sup>, Teng Da<sup>1\*</sup>, Wang Yuncheng<sup>1</sup>, Wang Kai<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>College of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou Normal University,  
Zhengzhou, Henan 450044, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China

**Abstract** In this study, we consider two processing methods of graphene thin layers in plasmonic nano-optical waveguides analyzed by the finite element calculation. More specifically, we employ surface current and thin layer methods. We obtain the field distributions and effective mode indices of the fundamental modes in planar and curved graphene waveguides for different frequencies and geometric parameters. The simulation results show that both methods can efficiently tackle the problems in question. In particular, the difference between the surface current methods and the theoretical calculation results is less than 1%, and this method saves computing resources. Our results can be used to simplify the processing of graphene layers in finite element calculations and improve calculation efficiency.

**Key words** optical devices; graphene; finite element method; surface current method; thin layer method

**OCIS codes** 230.7370; 240.6680; 130.3060

收稿日期: 2020-08-28; 修回日期: 2020-08-31; 录用日期: 2020-09-08

基金项目: 中国博士后科学基金(2020M671247)、河南省高等学校重点科研项目(21A140029)、郑州师范学院青年骨干教师培养项目(QNGG-20774)、郑州师范学院科研启动专项、郑州师范学院开放研究基金、郑州师范学院大学生创新性实验计划项目建设专项(DCZ2019015, DCY2019020)

\*E-mail: tengda@zznu.edu.cn; \*\*E-mail: wangkai@mail.sitp.ac.cn

# 1 引言

石墨烯是碳的同素异形体之一,是一种由碳原子组成的二维材料<sup>[1]</sup>。石墨烯的能带结构呈线性,且价带与导带相交于狄拉克点,具有不寻常的电子特性,表现为狄拉克费米子<sup>[2]</sup>,这对磁场中产生朗道能级的能谱有很大影响<sup>[3]</sup>,而且研究人员在零能级下观察到了霍尔电导<sup>[4-5]</sup>。在可见光波段,单层石墨烯的吸收率约为 2.3%,吸收率可通过电流选通改变费米能级或增加层数来调节<sup>[6-7]</sup>,这种特性被广泛应用于太阳能电池透明电极的设计<sup>[8-9]</sup>。石墨烯具有优异的光电特性,这使其在电子和光学器件领域具有良好的应用价值<sup>[10-11]</sup>。近年来,随着表面等离子激元(SPs)<sup>[12]</sup>研究的不断发展,研究人员发现石墨烯在红外波段可以激发表面等离子激元<sup>[13-14]</sup>。相比于金属 SPs,石墨烯表面等离子激元(GSPs)具有极强的光场约束特性且光学性能具有可调控性,因此石墨烯可作为一种在红外波段激发 SPs 的替代材料<sup>[14-16]</sup>。基于上述特性,许多高性能的石墨烯光器件被提出和研究出来,如波导<sup>[17-31]</sup>、调制器<sup>[32-33]</sup>、光电探测器<sup>[34]</sup>、开关<sup>[35-36]</sup>、偏振器<sup>[37-38]</sup>和耦合器<sup>[39-40]</sup>等。考虑到石墨烯光器件的实验难度以及对设备的要求较高,目前大部分石墨烯光器件均采用数值计算和理论分析法进行分析。

数值算法作为一种理论研究的重要方法,被广泛运用到各领域的理论验证和模拟计算中,不仅可以提高理论研究的效率,而且还能使理论研究结果更直观。在石墨烯等离子激元结构的有限元计算中,对石墨烯层的处理方法主要有薄层法<sup>[17-26]</sup>和表面电流法<sup>[27-31]</sup>两种。薄层法考虑了石墨烯层的厚度(0.5 nm 或 1.0 nm),故需要计算石墨烯的等效介电常数,且建模过程中需要对石墨烯薄层进行网格划分。表面电流法忽略了石墨烯层的厚度(即 0 nm),建模过程中将石墨烯层定义为介质材料表面电流( $\mathbf{J}=\sigma_g\mathbf{E}$ ,其中  $\mathbf{J}$  为表面电流,  $\mathbf{E}$  为电场矢量,  $\sigma_g$  为石墨烯表面的电导率)<sup>[30]</sup>,故不需要对石墨烯层进行网格划分。

基于上述两种石墨烯层的处理方法,本文对平面和曲面石墨烯介质波导结构中的基模场分布和等效模式系数进行对比研究。研究表明,表面电流法更适合在有限元计算中表征石墨烯层;在薄层法中,当厚度趋近于单层石墨烯的厚度(0.33 nm)时,其结果与表面电流法所得结果的偏

差更小。相关研究结果可用于指导石墨烯等离子激元结构的有限元计算。

# 2 理论模型

图 1(a)为平面石墨烯层-砷化镓(GaAs)介质结构。计算过程中,衬底宽度  $W$  为无穷大(左右两端采用周期性边界条件进行处理),衬底厚度  $H=\lambda/10$ ,其中  $\lambda$  为入射光的波长,介电常数  $\epsilon_1=12.25$ 。图 1(a)左侧模型中石墨烯层用厚度  $h=0.5\text{ nm}$  的薄层来表示,石墨烯的等效介电常数可由  $\epsilon_g=1+i\sigma_g/(\epsilon_0\omega h)$  计算得到<sup>[14]</sup>,其中  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数, $\omega$  为入射光的角频率。图 1(a)右侧模型中使用介质表面电流( $\mathbf{J}=\sigma_g\mathbf{E}$ )来表示石墨烯层,不考虑石墨烯的厚度。

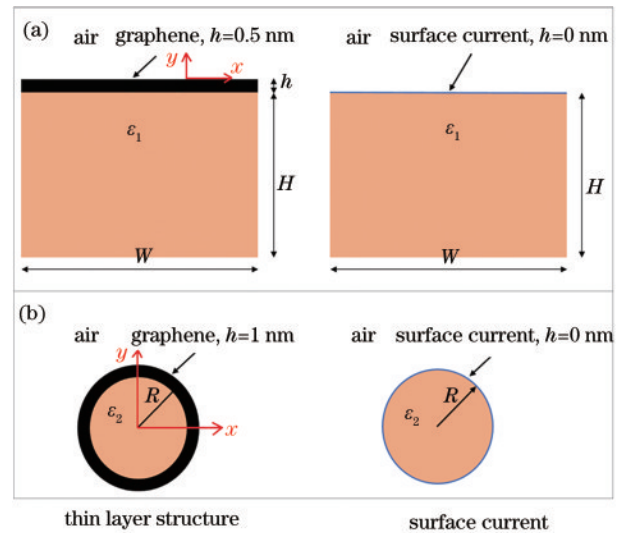


图 1 两种石墨烯波导结构的  $xy$  截面示意图。(a)平面石墨烯介质结构;(b)曲面石墨烯介质结构

Fig.1  $xy$  cross-sections of two kinds of graphene waveguides. (a) Planar graphene dielectric structure; (b) curved graphene dielectric structure

为了客观对比两种石墨烯层处理方式的差异,建立的曲面石墨烯介质结构如图 1(b)所示。图 1(b)左侧模型中石墨烯为薄层结构,由于  $h$  值远小于纳米线的半径  $R$ (介电常数  $\epsilon_2=3$ ),为了确保对薄层进行网格划分,令  $h=1\text{ nm}$ 。图 1(b)右侧模型中石墨烯层用纳米线表面电流来表示。

在红外波段, $\sigma_g$  包括带内的电子-声子散射跃迁( $\sigma_{\text{intra}}$ )和带间的电子跃迁( $\sigma_{\text{inter}}$ )两部分。石墨烯的动态光学响应可以由库伯公式推导出来,即  $\sigma_g=\sigma_{\text{intra}}+\sigma_{\text{inter}}$ <sup>[28,41]</sup>。选取电子弛豫时间  $\tau=0.5\text{ ps}$ ,温度  $T=300\text{ K}$ ,石墨烯化学势  $\mu_c$  进行实验。

为了对比研究波导的性能,假设石墨烯等离激元的基模沿  $z$  轴方向传播,时间因子为  $\exp(-i\omega t)$ ,电场按照  $\exp(i\beta z - i\omega t)$  来变化,其中  $\beta$  为传播常数,  $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为真空中的波长,  $n_{\text{eff}}$  为基模的复等效模式系数。等离激元模式的横向模场(电场  $E$  和磁场  $H$ ) 满足二维波动方程<sup>[42]</sup>,表达式为

$$[\nabla_{\text{t}}^2 + (n^2 - n_{\text{eff}}^2)(2\pi/\lambda_0)^2]M(x, y) = 0, \quad (1)$$

式中:  $n$  为材料的折射率;  $\nabla_{\text{t}}$  为横向拉普拉斯算子;  $M(x, y)$  为横向模场。  $n_{\text{eff}}$  是由有限元方法(FEM)计算出来的,其实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  与色散有关,虚部  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  与损耗有关。后续,简要对比两种方法所得的基模场分布,并分别以频率、化学势和纳米线半径等为变量,用来计算两种石墨烯处理方式下所得的等效

模式系数  $n_{\text{eff}}$ ,并对  $n_{\text{eff}}$  的实部和虚部进行对比以讨论相对偏差。

### 3 分析与讨论

#### 3.1 平面石墨烯介质结构

当频率  $f_0 = 30$  THz 和石墨烯的化学势  $\mu_c = 0.6$  eV 时,平面石墨烯介质结构中的基模场分布如图 2 所示,其中 method A 和 method B 分别表示表面电流法和薄层法。从图 2(a)和图 2(b)可以看到,两个方法的场分布差异极小。从图 2(c)可以看到,两种石墨烯处理方法得到的基模场分布曲线仅在石墨烯的薄层处有微小差别,远离石墨烯介质分界面的场分布完全重叠。

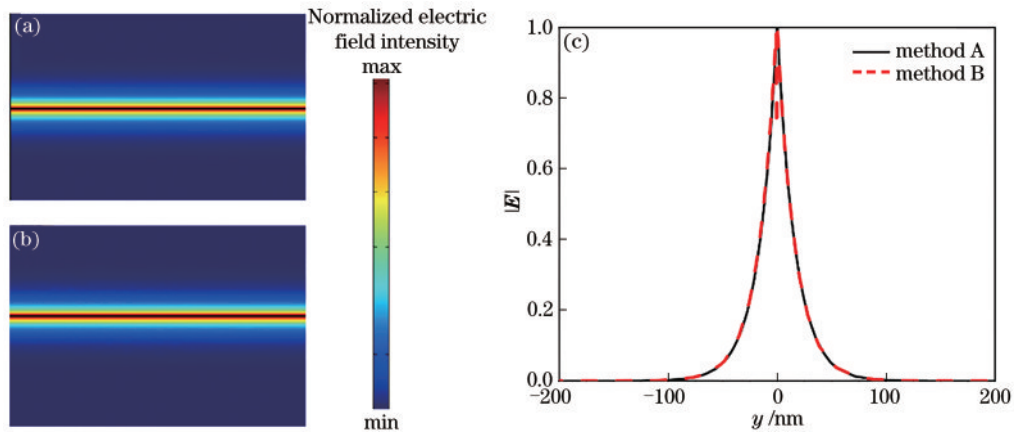


图 2 平面石墨烯介质结构中的基模场分布示意图。(a)表面电流法的场分布;(b)薄层法的场分布;(c)一维场分布曲线  
Fig. 2 Distribution of fundamental mode field in planar graphene dielectric structure. (a) Field distribution of surface current method; (b) field distribution of thin-layer method; (c) one-dimensional field distribution curves

当  $\mu_c = 0.6$  eV 时,平面石墨烯介质结构中的基模等效模式系数与  $f_0$  的关系如图 3 所示。对于石墨烯-介质分界面的表面等离激元基模,其理论等效模式系数可由  $n_{\text{eff}} = \epsilon_0(1 + \epsilon_1)ic/\sigma_g$  来计算<sup>[43]</sup>,其中  $c$  为光速。从图 3(a)可以看到,当  $f_0$  值从 10 THz 增大到 30 THz 时,三种方法所得结果符合的非常好,三条曲线几乎重合;当  $f_0$  值继续增大到 50 THz 时,薄层法与其他两种方法所得结果的偏差逐渐增大;method A 曲线比 method B 曲线更接近理论值,可以看到 method A 与理论值高度重叠。 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  与  $f_0$  的关系如图 3(b)所示。从图 3(b)可以看到,当  $f_0$  值从 10 THz 增大到 50 THz 时,损耗逐渐增大,method A 所得的结果与理论值的重合度很高,但 method B 所得的结果与另外两种方法存在一定偏差;随着  $f_0$  值的增大,  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  值逐渐增大,原因在于在较高的频率下,  $\sigma_g$  中电子带间跃迁的贡献较大<sup>[44]</sup>,所以频率增

大,模式传输损耗增加。

为了更直观地对比三种方法所得的结果,分别研究 method A 与理论计算和 method A 与 method B 所得等效模式系数之间的相对偏差。method A 与理论计算所得  $n_{\text{eff}}$  的实部和虚部的相对偏差定义为

$$\Delta_{\text{Re,AC}} = \frac{|\text{Re}(n_{\text{eff}}^{\text{A}} - n_{\text{eff}}^{\text{C}})|}{|\text{Re}(n_{\text{eff}}^{\text{A}})|} \times 100\%, \quad (2)$$

$$\Delta_{\text{Im,AC}} = \frac{|\text{Im}(n_{\text{eff}}^{\text{A}} - n_{\text{eff}}^{\text{C}})|}{|\text{Im}(n_{\text{eff}}^{\text{A}})|} \times 100\%, \quad (3)$$

式中:  $\Delta_{\text{Re,AC}}$  为实部偏差率;  $\Delta_{\text{Im,AC}}$  为虚部偏差率;  $n_{\text{eff}}^{\text{A}}$  为石墨烯层用表面电流表示所得的结果;  $n_{\text{eff}}^{\text{C}}$  为理论计算值。method A 与 method B 所得  $n_{\text{eff}}$  的实部和虚部的相对偏差定义为

$$\Delta_{\text{Re,AB}} = \frac{|\text{Re}(n_{\text{eff}}^{\text{A}} - n_{\text{eff}}^{\text{B}})|}{|\text{Re}(n_{\text{eff}}^{\text{A}})|} \times 100\%, \quad (4)$$



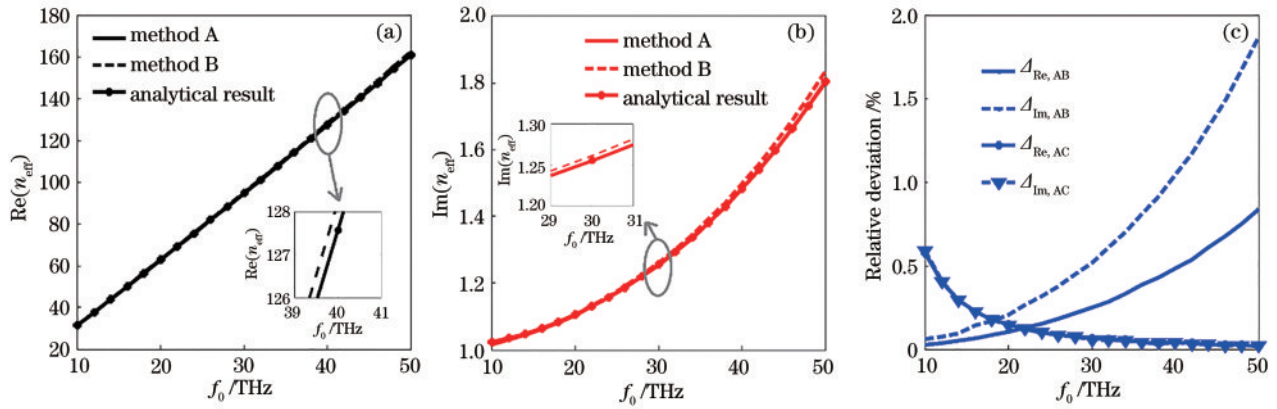


图 3 平面石墨烯介质结构在不同  $f_0$  值下的性能曲线。(a) 实部; (b) 虚部; (c) 相对偏差

Fig. 3 Performance curves of planar graphene dielectric structures under different  $f_0$  values. (a) Real part; (b) imaginary part; (c) relative deviation

$$\Delta_{\text{Im,AB}} = \frac{|\text{Im}(n_{\text{eff}}^{\text{A}} - n_{\text{eff}}^{\text{B}})|}{|\text{Im}(n_{\text{eff}}^{\text{A}})|} \times 100\%, \quad (5)$$

式中:  $\Delta_{\text{Re,AB}}$  为实部偏差率;  $\Delta_{\text{Im,AB}}$  为虚部偏差率;  $n_{\text{eff}}^{\text{B}}$  为石墨烯层用薄层处理所得的结果。

从图 3(c) 可以看到, method A 的等效模式系数与理论计算的相对偏差 ( $\Delta_{\text{Re,AC}}$  和  $\Delta_{\text{Im,AC}}$ ) 均随着频率的增大而减小, 且在所研究的频率范围内均小于 0.6%, 说明表面电流法表征石墨烯层非常有效。进一步, 研究 method A 与 method B 所得等效模式系数之间的相对偏差 ( $\Delta_{\text{Re,AB}}$  和  $\Delta_{\text{Im,AB}}$ ), 二者均随着频率的增大而逐渐增大, 且在所研究的频率范围内,  $\Delta_{\text{Re,AB}} < 1\%$ ,  $\Delta_{\text{Im,AB}} < 2\%$ , 由此可见石墨烯薄层处理法所得的等效模式系数与理论值的偏差比表面电流法更大。需要注意的是, 考虑到 method A 的所得结果比 method B 更接近理论值, 故忽略 method B 的所得结果与理论值之间的对比。

当  $f_0 = 30$  THz 时, 平面石墨烯介质结构中的基模等效模式系数与  $\mu_c$  的关系如图 4 所示。近期研究表明, 石墨烯中的载流子浓度可高达  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  [45], 相应的化学势约为 1.17 eV, 因此  $\mu_c$  的取值范围为 0.4~1.2 eV。从图 4(a) 可以看到, 当  $\mu_c$  值从 0.4 eV 增大至 1.2 eV 时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  值迅速减小, 三条曲线几乎重合, 从插图可以看到, method A 的所得结果比 method B 更接近理论值。从图 4(b) 可以看到, 当  $\mu_c$  值从 0.4 eV 增大至 1.2 eV 时,  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  值迅速减小, 三条曲线的重合度非常高, 同样 method A 的所得结果比 method B 更接近理论值; 随着  $\mu_c$  值的增加,  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  值迅速减小, 原因在于化学势的增大会减少  $\sigma_g$  的带间贡献 [13, 44], 所以  $\mu_c$  值增大, 模式传输损耗减少。图 4(c) 为 method A 与理论计算和 method A 与 method B 所得等效模式系数之间的相对偏差。从图 4(c) 可以看到,  $\Delta_{\text{Re,AC}}$  与

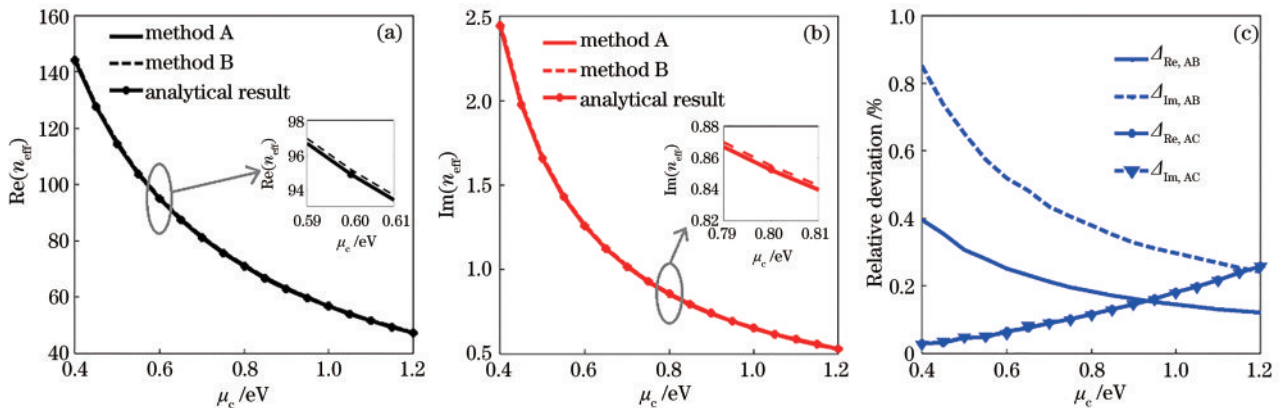


图 4 平面石墨烯介质结构在不同  $\mu_c$  值下的性能曲线。(a) 实部; (b) 虚部; (c) 相对偏差

Fig. 4 Performance curves of planar graphene dielectric structures under different  $\mu_c$  values. (a) Real part; (b) imaginary part; (c) relative deviation

$\Delta_{Im,AC}$  值均随着  $\mu_c$  值的增大而增大,但最大偏差率均小于 0.4%,  $\Delta_{Re,AB}$  和  $\Delta_{Im,AB}$  值均随着  $\mu_c$  值的增大而减小,最大偏差率分别小于 0.4% 和 0.9%;两种石墨烯层处理方法所计算的结果偏差极小,均小于 0.9%,但 method A 的所得结果更接近理论值(如图 4(a)和图 4(b)插图所示)。综上可知,在平面石墨烯-GaAs 介质结构中,采用表面电流法表征石墨烯层更有效。

### 3.2 曲面石墨烯介质结构

为了进一步对比两种石墨烯层处理方法的差异,对曲面石墨烯介质波导进行研究,当  $f_0=30$  THz 和  $\mu_c=0.5$  eV 时,曲面石墨烯介质结构中的基模场分布如图 5 所示。从图 5(a)和 5 图(b)可以看到,两种方法的场分布差异很小。从图 5(c)可以看到,两种石墨烯处理方法下的基模场分布仅在石墨烯薄层处有微小差别。

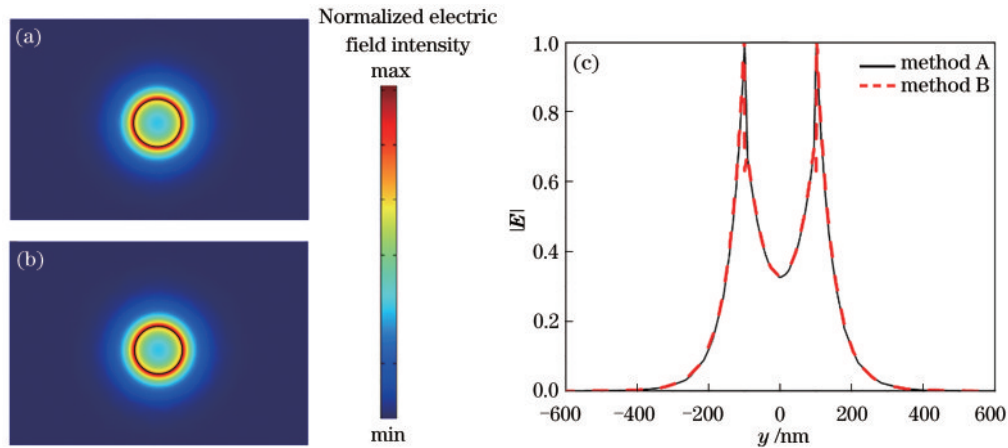


图 5 曲面石墨烯介质结构中的基模场分布示意图。(a)表面电流法的场分布;(b)薄层法的场分布;(c)一维场分布曲线  
Fig. 5 Distribution of fundamental mode fields in curved graphene dielectric structure. (a) Field distribution of surface current method; (b) field distribution of thin-layer method; (c) one-dimensional field distribution curves

当  $\mu_c=0.5$  eV 和  $R=100$  nm 时,表面电流法和薄层法所得的基模等效模式系数与  $f_0$  的关系如图 6 所示。从图 6(a)可以看到,当  $f_0$  值从 10 THz 增大到 50 THz 时,  $Re(n_{eff})$  值增大;在低频部分, method A 的曲线与 method B 基本重合,但是当  $f_0 > 35$  THz

时,二者偏差逐渐增大。从图 6(b)可以看到,当  $f_0$  值从 10 THz 增大到 50 THz 时,两种方法所得  $n_{eff}$  的虚部变化趋势与实部相似。从图 6(c)可以看到,  $n_{eff}$  的实部(虚部)相对偏差率  $\Delta_{Re,AB}$  ( $\Delta_{Im,AB}$ ) 均随着  $f_0$  值的增大而增大,最大偏差小于 1.5% (3.0%)。

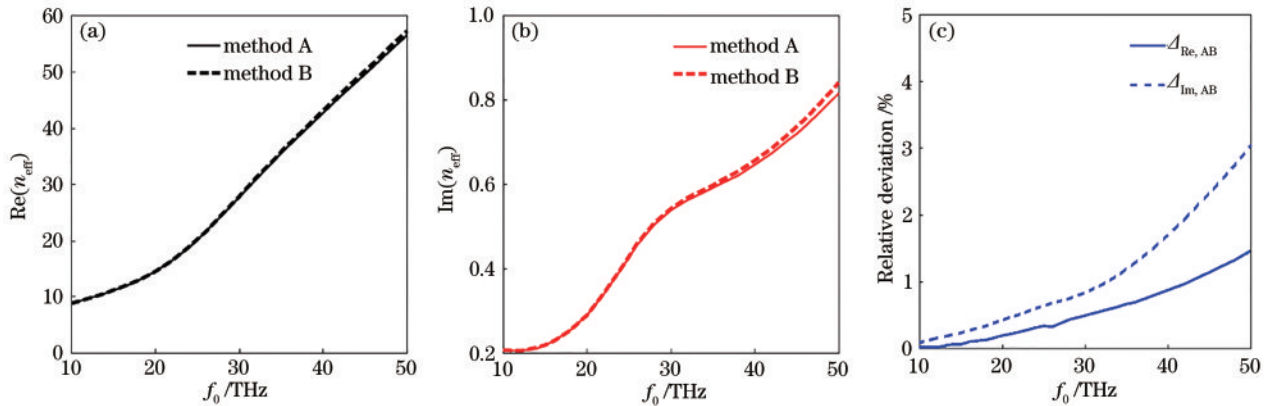


图 6 曲面石墨烯介质结构不同  $f_0$  值下的性能曲线。(a)实部;(b)虚部;(c)相对偏差  
Fig. 6 Performance curves of curved graphene dielectric structures under different  $f_0$  values. (a) Real part; (b) imaginary part; (c) relative deviation

当  $f_0=40$  THz 和  $\mu_c=0.5$  eV 时,两种方法所得的  $n_{eff}$  与  $R$  的关系如图 7 所示。从图 7(a)可以看到,

当  $R$  值从 100 nm 增大到 200 nm 时,  $Re(n_{eff})$  值逐渐增大, method A 曲线的变化趋势与 method B 类似,

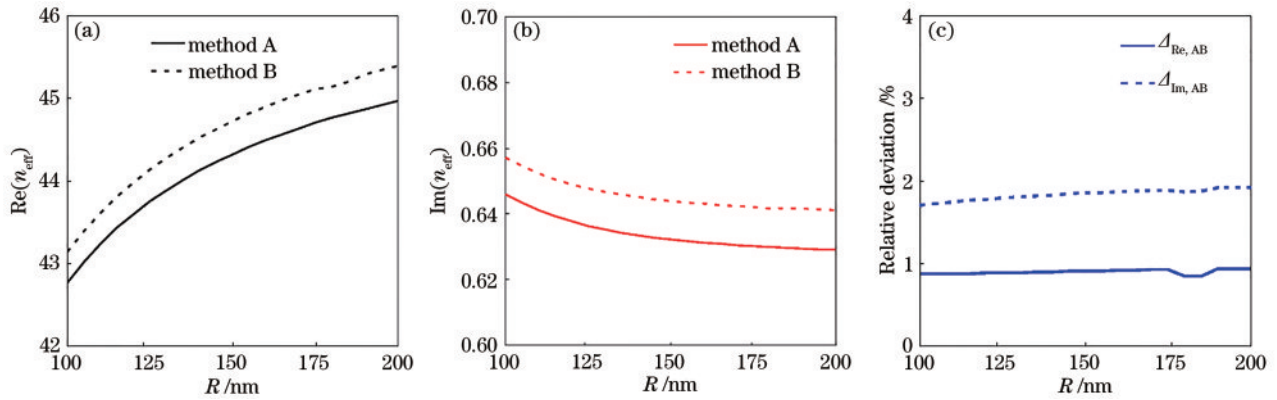


图 7 曲面石墨烯介质结构在不同  $R$  值下的性能曲线。(a) 实部; (b) 虚部; (c) 相对偏差

Fig. 7 Performance curves of curved graphene dielectric structures at different  $R$  values. (a) Real part; (b) imaginary part; (c) relative deviation

但存在一定偏差。从图 7(b) 可以看到, 当  $R$  值从 100 nm 增大到 200 nm 时,  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  值缓慢减小, method A 与 method B 同样存在一定偏差。从图 7(c) 可以看到, 尽管两种方法所得的  $n_{\text{eff}}$  存在一定偏差, 但是偏差很小,  $\Delta_{\text{Re,AB}}$  值和  $\Delta_{\text{Im,AB}}$  值几乎不随  $R$  变化, 值分别小于 1% 和 2%。

当  $f_0=40$  THz 和  $R=100$  nm 时, 两种不同方法

所得的等效模式系数及相对偏差与  $\mu_c$  的关系, 如图 8 所示。从图 8(a) 和图 8(b) 可以看到, 当  $\mu_c$  值从 0.5 eV 增大到 1.2 eV 时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  值和  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  值迅速减小, method A 的曲线与 method B 几乎重合。图 8(c) 为两种方法所得  $n_{\text{eff}}$  的相对偏差。从图 8(c) 可以看到,  $n_{\text{eff}}$  实部(虚部)的相对偏差率  $\Delta_{\text{Re,AB}}$  ( $\Delta_{\text{Im,AB}}$ ) 均随着  $\mu_c$  值的增大而减小, 最大偏差小于 1.0% (1.8%)。

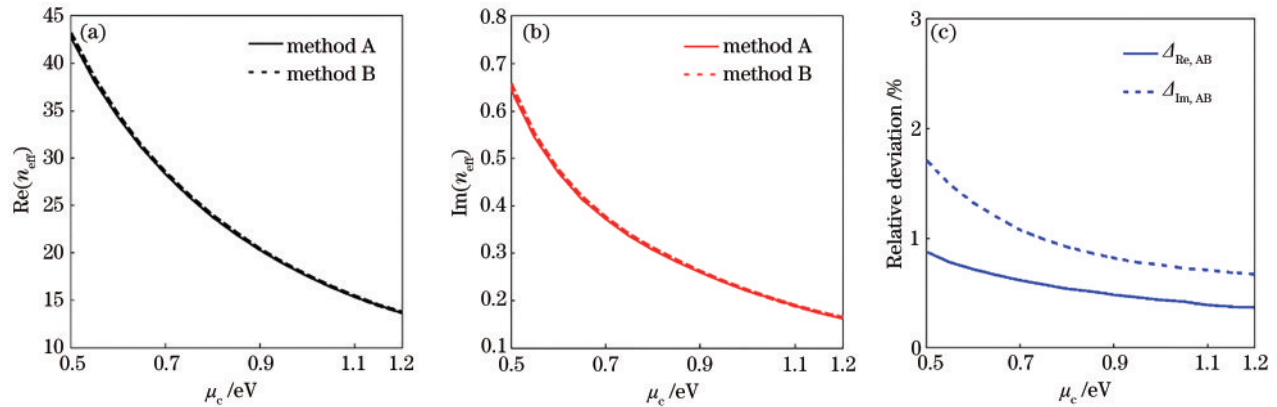


图 8 曲面石墨烯介质结构在不同  $\mu_c$  值下的性能曲线。(a) 实部; (b) 虚部; (c) 相对偏差

Fig. 8 Performance curves of curved graphene dielectric structures at different  $\mu_c$  values. (a) Real part; (b) imaginary part; (c) relative deviation

### 3.3 讨 论

在平面石墨烯介质结构中, 给出了基模等效模式系数的理论值, 并与 method A 的所得结果进行比较, 结果如图 3(c) 和图 4(c) 所示。其中 method A 与理论计算所得的等效模式系数相对偏差随着频率的增大而减小, 且在所研究频率的范围内均小于 0.6%; method A 与理论计算所得的等效模式系数相对偏差随着  $\mu_c$  值的增大而增大, 但在所研究化学势的范围内均小于 0.4%, 这说明表面电流法在石墨烯等离子激元的有限元计算中具有非常高的计算

精度。从一定程度上来讲, 表面电流法所得的结果可认为等价于理论计算值, 因此在曲面石墨烯介质结构中忽略 method A 的所得结果与理论计算结果的对比。圆柱形石墨烯包裹介质纳米线的基模  $n_{\text{eff}}$  可参见文献[17]。

另外, 在曲面石墨烯介质波导中, 石墨烯薄层的厚度  $h=1$  nm。需要说明的是, 当  $h \ll R$  时, 石墨烯薄层的网格划分将会出现问题。这是因为圆形结构由正多边形逼近所得, 当  $h \ll R$  时, 介质纳米线的边缘将与正多边形有多个交点, 此时石墨烯薄层



的厚度将不再均匀。曲面石墨烯介质波导中基模  $n_{\text{eff}}$  的相对偏差 [图 6(c)] 比平面石墨烯结构 [图 3(c)] 大,这是由于石墨烯薄层的厚度  $h=1$  nm。当减小石墨烯薄层的厚度时,二者相对偏差将减小。当  $h=0.5$  nm 和  $f_0=10\sim 50$  THz 时,两种石墨烯处理方法所得  $n_{\text{eff}}$  的实部和虚部的相对偏差分别为 0.8% 和 1.5%。

最后,在有限元计算中,表面电流法和薄层处理法表征石墨烯层均具有良好的准确性,但也存在一些不足:1)尽管表面电流法无需对石墨烯层进行网格划分,节省计算资源,但无法体现出石墨烯的层数,当计算多层石墨烯等离激元结构时,只能采用薄层法对其进行处理;2)薄层法需要对几何尺寸进行网格划分,特别是对于大尺寸的器件,网格数量较多,而且耗费计算资源。此外,对于曲面石墨烯结构,当石墨烯层的厚度  $h$  远小于几何尺寸时,网格划分将会出现问题。

## 4 结 论

采用两种石墨烯层处理方法对平面和曲面石墨烯等离激元波导的基模场分布,以及等效模式系数进行对比研究。研究表明,两种方法在有限元计算中均具有非常高的准确性。特别是对于平面石墨烯结构,表面电流法与理论计算所得的等效模式系数偏差小于 0.6%,而表面电流法无需对石墨烯薄层进行网格划分,从而降低求解自由度和节省计算资源。此外,当采用多层石墨烯时,只能采用薄层法对其进行处理。相关研究结果可用于石墨烯等离激元器件的理论设计,并优化计算过程和提高计算效率。

## 参 考 文 献

- [1] Castro N A H, Guinea F, Peres N M R, et al. The electronic properties of graphene [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(1): 109.
- [2] Novoselov K S, Morozov S V, Mohinddin T M G, et al. Electronic properties of graphene [J]. *Physica Status Solidi (b)*, 2007, 244(11): 4106-4111.
- [3] Sadowski M L, Martinez G, Potemski M, et al. Landau level spectroscopy of ultrathin graphite layers [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97 (26): 266405.
- [4] Zhang Y B, Tan Y W, Stormer H L, et al. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene [J]. *Nature*, 2005, 438(7065): 201-204.
- [5] Jiang Z, Zhang Y, Tan Y W, et al. Quantum Hall effect in graphene [J]. *Solid State Communications*, 2007, 143(1/2): 14-19.
- [6] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, et al. Graphene photonics and optoelectronics [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(9): 611-622.
- [7] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene [J]. *Science*, 2008, 320(5881): 1308.
- [8] Geim A K. Graphene: status and prospects [J]. *Science*, 2009, 324(5934): 1530-1534.
- [9] Wang X, Zhi L, Müllen K. Transparent, conductive graphene electrodes for dye-sensitized solar cells [J]. *Nano Letters*, 2008, 8(1): 323-327.
- [10] Yang X X, Kong X T, Dai Q. Optical properties of graphene plasmons and their potential applications [J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(10): 106801.  
杨晓霞, 孔祥天, 戴庆. 石墨烯等离激元的光学性质及其应用前景 [J]. *物理学报*, 2015, 64(10): 106801.
- [11] Zhong Y J, Zhu H W. Structure, properties and potential applications of graphene [J]. *Physics*, 2018, 47(11): 704-714.  
钟雨嘉, 朱宏伟. 石墨烯的结构、性能及潜在应用 [J]. *物理*, 2018, 47(11): 704-714.
- [12] Yang L, Duan Z Y, Ma L H, et al. Surface plasmon polariton nanolasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(20): 202409.  
杨琳, 段智勇, 马刘红, 等. 表面等离激元纳米激光器综述 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(20): 202409.
- [13] Teng D, Wang K, Huan Q S, et al. High-performance light transmission based on graphene plasmonic waveguides [J]. *Journal of Materials Chemistry C*, 2020, 8(20): 6832-6838.
- [14] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene [J]. *Science*, 2011, 332 (6035): 1291-1294.
- [15] Zhao C X, Qie Y, Yu Y, et al. Enhanced optical absorption of graphene by plasmon [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(6): 067801.  
赵承祥, 郗媛, 余耀, 等. 等离激元增强的石墨烯光吸收 [J]. *物理学报*, 2020, 69(6): 067801.
- [16] He X Y, Gao P Q, Shi W Z. A further comparison of graphene and thin metal layers for plasmonics [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(19): 10388-10397.
- [17] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, et al. Analytical

- model for plasmon modes in graphene-coated nanowire [J]. *Optics Express*, 2014, 22(20): 24322-24331.
- [18] Wei Z Z, Xue W R, Peng Y L, et al. Mode characteristics of waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0124001.  
卫壮志, 薛文瑞, 彭艳玲, 等. 涂覆石墨烯的三根电介质纳米线波导的模式特性 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0124001.
- [19] Ma T, Yuan J H, Wang F, et al. Graphene-coated two-layer dielectric loaded surface plasmon polariton rib waveguide with ultra-long propagation length and ultra-high electro-optic wavelength tuning [J]. *IEEE Access*, 2020, 8: 103433-103442.
- [20] Xu W, Zhu Z H, Liu K, et al. Toward integrated electrically controllable directional coupling based on dielectric loaded graphene plasmonic waveguide [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(7): 1603-1606.
- [21] Li Y, Zhang H F, Wu Q, et al. Theoretical analysis of single dielectric loaded two-sheet graphene symmetric surface plasmon waveguide [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(20): 202413.  
李勇, 张惠芳, 吴琼, 等. 单介质加载双层石墨烯对称表面等离子体波导的理论分析 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(20): 202413.
- [22] Dai Y Y, Zhu X L, Mortensen N A, et al. Nanofocusing in a tapered graphene plasmonic waveguide [J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(6): 065002.
- [23] He X Q, Ning T G, Lu S H, et al. Ultralow loss graphene-based hybrid plasmonic waveguide with deep-subwavelength confinement [J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 10109-10118.
- [24] Zhou X T, Zhang T, Chen L, et al. A graphene-based hybrid plasmonic waveguide with ultra-deep subwavelength confinement [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(21): 3597-3601.
- [25] Huang Y X, Zhang L, Yin H, et al. Graphene-coated nanowires with a drop-shaped cross section for 10 nm confinement and 1 mm propagation [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(11): 2078-2081.
- [26] Yu P C, Fesenko V I, Tuz V R. Dispersion features of complex waves in a graphene-coated semiconductor nanowire [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(5): 925-934.
- [27] Teng D, Wang Y C, Guo J K, et al. Study on modal properties of graphene-coated elliptical nanowire pairs [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(23): 232303.  
滕达, 王云成, 郭晋康, 等. 涂覆石墨烯层的双椭圆形纳米线模式特性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(23): 232303.
- [28] Teng D, Ma W S, Yang Y D, et al. Study on subwavelength transmission properties of triangular-shaped graphene-coated nanowires on substrate [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(13): 1324002.  
滕达, 马文帅, 杨研蝶, 等. 基于衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线亚波长传输特性研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(13): 1324002.
- [29] Teng D, Wang K, Li Z, et al. Graphene gap plasmonic waveguide for deep-subwavelength transmission of mid-infrared waves [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(6): 0623002.  
滕达, 王凯, 李哲, 等. 用于中红外波深度亚波长传输的石墨烯间隙等离子体波导 [J]. *光学学报*, 2020, 40(6): 0623002.
- [30] Gao Y X, Shadrivov I V. Nonlinear coupling in graphene-coated nanowires [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 38924.
- [31] Teng D, Wang K, Li Z. Graphene-coated nanowire waveguides and their applications [J]. *Nanomaterials*, 2020, 10(2): 229.
- [32] Li Z Q, Feng D D, Li X, et al. Graphene surface plasmon polaritons based photoelectric modulator with double branched structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(1): 0124001.  
李志全, 冯丹丹, 李欣, 等. 基于石墨烯表面等离子体的双支节结构光电调制器 [J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0124001.
- [33] Li D M, Yuan S, Yang R C, et al. Dynamical optical-controlled multi-state THz metamaterial absorber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(8): 0816001.  
李达民, 袁苏, 杨荣草, 等. 动态光调控多态太赫兹超材料吸收器 [J]. *光学学报*, 2020, 40(8): 0816001.
- [34] Guo J S, Li J, Liu C Y, et al. High-performance silicon-graphene hybrid plasmonic waveguide photodetectors beyond 1.55  $\mu\text{m}$  [J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9(1): 29.
- [35] Ono M, Hata M, Tsunekawa M, et al. Ultrafast and energy-efficient all-optical switching with graphene-loaded deep-subwavelength plasmonic waveguides [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(1): 37-43.
- [36] Gubin M Y, Leksin A Y, Shesterikov A V, et al. Nonlinear plasmonic switching in graphene-based stub nanoresonator loaded with core-shell nanowire [J]. *Applied Surface Science*, 2020, 506: 144814.



- [37] Hu X, Wang J. Ultrabroadband compact graphene-silicon TM-pass polarizer [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(2): 7101310.
- [38] Bao Q L, Zhang H, Wang B, et al. Broadband graphene polarizer [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(7): 411-415.
- [39] Liu J P, Wang W L, Xie F, et al. Efficient directional coupling from multilayer-graphene-based long-range SPP waveguide to metal-based hybrid SPP waveguide in mid-infrared range [J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 29509-29520.
- [40] Ye L F, Sui K H, Feng H. High-efficiency couplers for graphene surface plasmon polaritons in the mid-infrared region [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(2): 264-267.
- [41] Francescato Y, Giannini V, Maier S A. Strongly confined gap plasmon modes in graphene sandwiches and graphene-on-silicon [J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(6): 063020.
- [42] Teng D, Cao Q, Li S, et al. Tapered dual elliptical plasmon waveguides as highly efficient terahertz connectors between approximate plate waveguides and two-wire waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(2): 268-273.
- [43] Jablan M, Buljan H, Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(24): 245435.
- [44] Hajati M, Hajati Y. High-performance and low-loss plasmon waveguiding in graphene-coated nanowire with substrate [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(12): 2560-2565.
- [45] Efetov D K, Kim P. Controlling electron-phonon interactions in graphene at ultrahigh carrier densities [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 256805.